

银层超透镜光学传递函数的研究*

肖啸^{1)†} 张志友²⁾ 肖志刚¹⁾ 许德富¹⁾ 邓迟¹⁾

1) (乐山师范学院物理与电子工程学院, 乐山 614004)

2) (四川大学物理科学与技术学院纳光子技术研究所, 成都 610064)

(2011 年 7 月 19 日收到; 2011 年 9 月 27 日收到修改稿)

银层超透镜对基于表面等离子体激元的超分辨光刻、成像和生物传感有着重要作用. 利用银层超透镜的光学传递函数详细研究了银板的表面等离子体激元共振和成像特性, 并利用时域有限差分法计算模拟了银层超透镜的成像过程, 得到与理论推导公式相符合的结果, 证明了光学传递函数的可靠性, 为基于表面等离子体激元的传感器件、超分辨成像以及辅助增强干涉光刻提供了快速参数优化方法.

关键词: 光学传递函数, 银层超透镜, 表面等离子体激元, 时域有限差分法

PACS: 42.30. Lr, 73.20.Mf, 42.25.Bs

1 引言

由于金属中表面等离子体激元 (SPPs) 的激发作用, 光波在金属/介质界面的传输过程会产生一些奇异的光学现象, 如超衍射极限传输、近场增强等, 引起了人们对 SPPs 现象及其应用的广泛研究 [1–4]. 银层相对于其他金属具有较小的光传输损耗, 并在可见光波段表现出负折射率材料 [5] 的一些特性, 成为人们研究超分辨成像 [5–7] 的常用材料. 特别是近年来, 人们又拓展了基于银层 SPPs 效应的应用, 提出了可用于大面积、低成本加工纳米周期性结构的无掩模 SPPs 干涉光刻技术 [8–13] 和光学超分辨成像技术 [14–22]. 在这些应用技术中, 金属银层起着至关重要的作用, 其所表现出来的光学特性与入射光波长、银层厚度和周围介质环境直接相关, 影响应用效果. 目前虽然已有文献对银层的超分辨成像和 SPPs 干涉光刻进行了理论研究 [8–13], 但大都采用矢量数值计算方法, 不利于对物理规律的探究和把握, 尚未形成一定的理论体系. 因此, 对银层的 SPPs 共振和超分辨成像做一系统深入的理论研究非常有必要. 本文将从传统的光

学成像理论和概念出发, 通过建立银层超透镜的光学传递函数 (OTF, 记为 F_{OT}) [18,19,22] 研究 SPPs 共振及其对超分辨成像效果的影响, 探讨银层超透镜 OTF 的特点, 并提出对银层超透镜近场成像质量的评价方法.

2 银层超透镜近场 OTF 的建立

根据傅里叶光学原理, 可以把物体辐射出来的光波 (物光波) 用电场的全波矢傅里叶分量的积分来表示 (由于横电波对 SPPs 的激发没有贡献, 本文所讨论的问题都是针对横磁波而言):

$$E_o(\mathbf{r}) = \int \tilde{E}_o(\mathbf{k}) \exp(i \cdot \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{k}, \quad (1)$$

其中, 波矢 $\mathbf{k}$ 满足色散方程

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \varepsilon \omega^2 / c^2, \quad (2)$$

式中 ε 为介电常数, ω 为光波角频率, c 为真空中的光速.

设透镜的轴线为 z 轴, 则

$$k_z = \sqrt{\varepsilon \omega^2 / c^2 - k_x^2 - k_y^2}, \quad (3)$$

* 四川省教育厅青年基金 (批准号: 11ZB133)、乐山师范学院科研基金 (批准号: Z1007) 和乐山市科技局科技基金 (批准号: 10GZD022) 资助的课题.

† E-mail: xiao_scu@sohu.com

较小的横向波矢对应于传输波成分, 此时

$$k_z = \sqrt{\varepsilon\omega^2/c^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (k_x^2 + k_y^2 \leq \varepsilon\omega^2/c^2),$$

而较大的横向波矢对应于消逝波成分, 则

$$k_z = i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \varepsilon\omega^2/c^2} \quad (k_x^2 + k_y^2 > \varepsilon\omega^2/c^2).$$

由上式与 (1) 式可以看出, 包含物体精细结构的消逝波会随离开物体的距离呈指数衰减, 导致在远场成像过程中超分辨信息的丢失, 因此远场成像分辨率受到限制. Pendry^[5] 认为, 当携带物体精细结构的消逝波通过负折射率材料制作的平板透镜时, 其振幅不会衰减而会被放大, 因此在平板另一侧的近场可实现超分辨成像^[5]. 他建议用银板构成超透镜, 如图 1 所示^[18,19], 图 1 中 n 为超透镜介质折射率.

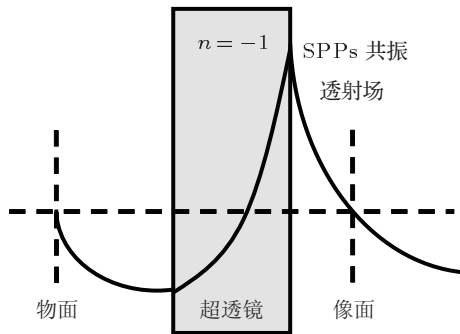


图 1 超透镜对消逝波的放大作用

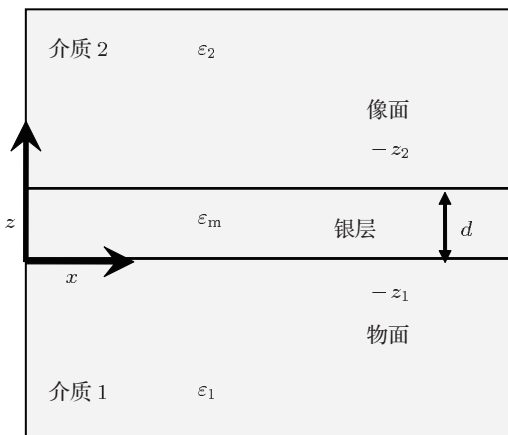


图 2 超透镜结构示意图

把光波透过超透镜的振幅透射系数表示为入射光波矢的函数, 这一函数称为超透镜的 OTF. 设银层的厚度为 d , 介电常数为 ε_m , 两边介质的介电常数分别为 ε_1 和 ε_2 , 计算当中, 相对磁导率都认为是 1 不变. 为讨论问题方便, 假设入射光波都限制

在 x - z 平面内, 则各介质中的色散方程可表示为

$$k_{jz} = \sqrt{\varepsilon_j\omega^2/c^2 - k_x^2} \quad (j = 1, 2),$$

$$k_{mz} = \sqrt{\varepsilon_m\omega^2/c^2 - k_x^2},$$

其中, ε_m 可由 Drude 公式 $\varepsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}$ 求出, ω_p 和 γ 分别为等离子频率和碰撞频率, ε_r 和 ε_i 分别为 ε_m 的实部和虚部. 将 ε_m 代入上面的色散方程, 可得到金属中波矢

$$k_{mz} = \sqrt{(\varepsilon_r + i\varepsilon_i)\omega^2/c^2 - k_x^2} = k'_{zm} \pm ik''_{loss}, \quad (4)$$

其中, $\omega = ck_0$, 为入射光波的角频率, k_0 为入射光波在真空中的波矢, $\pm$ 的取值以保证金属的固有损耗为 $e^{-k''_{loss} \cdot d}$.

根据 Maxwell 方程组和边界条件可以计算得到任意横磁波的空间波矢分量透过金属银层后的复振幅透射系数为^[18,22]

$$\begin{aligned} T = & [4\varepsilon_m\varepsilon_2k_{1z}k_{mz} \exp(ik_{mz}d)] \\ & \times [(\varepsilon_m k_{z1} + \varepsilon_1 k_{mz})(\varepsilon_2 k_{mz} + \varepsilon_m k_{z2}) \\ & + (\varepsilon_m k_{z1} - \varepsilon_1 k_{mz})(\varepsilon_2 k_{mz} - \varepsilon_m k_{z2}) \\ & \times \exp(2ik_{mz}d)]^{-1}. \end{aligned} \quad (5)$$

令 (5) 式的分母等于零, 即为光波在有限厚度金属介质中的色散方程

$$\begin{aligned} & (\varepsilon_m k_{z1} + \varepsilon_1 k_{zm})(\varepsilon_2 k_{mz} + \varepsilon_m k_{z2}) \\ & + (\varepsilon_m k_{z1} - \varepsilon_1 k_{mz})(\varepsilon_m k_{mz} - \varepsilon_m k_{z2}) \\ & \times \exp(2ik_{mz}d) = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

假设纳米物体放置在介质 1 中, 与银层表面的距离为 z_1 , 如图 2 所示, 物体的傅里叶谱用 $\tilde{E}_o(\mathbf{k})$ 来表示, 通过银层超透镜, 到达介质 2 中像点 z_2 位置处的傅里叶谱为^[18]

$$\tilde{E}_i(\mathbf{k}) = \tilde{E}_o(\mathbf{k}) \cdot \exp(i \cdot z_1 \cdot k_{z1}) \cdot T \cdot \exp(i \cdot z_2 \cdot k_{z2}), \quad (7)$$

由傅里叶光学理论可知, 所得到的像为

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}) = \int \mathbf{E}_i(\mathbf{k}) \cdot \exp(i \cdot \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{k}. \quad (8)$$

定义像的傅里叶频谱与物的傅里叶频谱的比值 $\tilde{E}_i/\tilde{E}_o$ 为超透镜的 OTF, 则有

$$F_{OT} = \frac{\tilde{E}_i}{\tilde{E}_o} = \exp(i \cdot z_1 \cdot k_{z1}) \cdot T \cdot \exp(i \cdot z_2 \cdot k_{z2}). \quad (9)$$

由 (9) 式可以看出, 薄金属银层超透镜成像系统的 OTF 由三部分构成: 第一项是从物点到超透镜前表面 (物空间) 的传递函数; 第三项是从超透镜后

表面到像平面 (像空间) 的传递函数; 第二项 T 为超透镜对各波矢的复振幅透射系数. 值得注意的是, (9) 式中的波矢 $\mathbf{k}$ 包含了物体所有的空间频率成分 (传输波和消逝波频率). 由物体精细结构辐射的消逝波, 其横向波矢 $k_x > \sqrt{\varepsilon_1}\omega/c$, 此时, k_{z1} 为虚数, 由 (9) 式第一项可知, 随着 z_1 的增加, 振幅衰减, 当距离 z_1 较大时, 消逝波在没到达银层表面之前, 几乎衰减为零, 此时必然导致这部分消逝波无法到达像面参与成像; 同样对于消逝波, (9) 式的第三项也是一个衰减项. 对于低空频成分 ($k_x < \sqrt{\varepsilon_1}\omega/c$), 第一项和第三项都只是一个相位传播因子. 由此可见, 对消逝波起放大作用的只有银层的透射系数 T .

下面对 T 进行简单的变换, 能更方便地看出银层对光波的传输特性. 分别令

$$\begin{aligned} U &= 4\varepsilon_m\varepsilon_2k_{1z}k_{mz}, \\ M &= (\varepsilon_mk_{z1} + \varepsilon_1k_{mz})(\varepsilon_2k_{mz} + \varepsilon_mk_{z2}), \\ V &= (\varepsilon_mk_{z1} - \varepsilon_1k_{mz})(\varepsilon_2k_{mz} - \varepsilon_mk_{z2}), \end{aligned} \quad (10)$$

则 (5) 式可简化为

$$T = \frac{Ue^{ik_{mz}d}}{M + Ve^{i2k_{mz}d}}. \quad (11)$$

对 (11) 式进行简单的数学变换, 可将其表示为以下形式:

$$T = Ae^{ik_{mz}d} + Be^{-ik_{mz}d}, \quad (12)$$

其中

$$\begin{aligned} A &= \frac{UM}{(M + V)^2 - 4MV\sin(k_{mz}d)}, \\ B &= \frac{UV}{(M + V)^2 - 4MV\sin(k_{mz}d)}. \end{aligned} \quad (13)$$

将 (12) 式代入 (9) 式可得

$$\begin{aligned} F_{OT} &= e^{i\cdot z_1\cdot k_{z1}} \cdot (Ae^{i\cdot k_{mz}\cdot d} + Be^{-i\cdot k_{mz}\cdot d}) \\ &\times e^{i\cdot z_2\cdot k_{z2}}. \end{aligned} \quad (14)$$

继续将 (4) 式代入 (14) 式可得

$$\begin{aligned} F_{OT} &= e^{i\cdot z_1\cdot k_{z1}} \cdot [Ae^{i\cdot (k'_{mz} + ik''_{loss})\cdot d} \\ &+ Be^{-i\cdot (k'_{mz} - ik''_{loss})\cdot d}] \cdot e^{i\cdot z_2\cdot k_{z2}} \\ &= e^{i\cdot z_1\cdot k_{z1}} \cdot (Ae^{-k''_{loss}\cdot d}e^{i\cdot k'_{mz}\cdot d} \\ &+ Be^{-k''_{loss}\cdot d}e^{-i\cdot k'_{mz}\cdot d}) \cdot e^{i\cdot z_2\cdot k_{z2}}. \end{aligned} \quad (15)$$

由 (15) 式可以看出, 在银层中传输时, 无论是传输波还是消逝波都存在固有的损耗. 对于传输波 (k'_{mz} 为实数), 在金属银中传播时只有衰减而无增强作用, 而对于消逝波 (k'_{mz} 为虚数), 在金属银层中既

有增强效应, 又有金属固有的损耗引起的衰减作用, 当增强效应大于金属的固有损耗时, 才能对消逝波起到放大作用; 同时从 (15) 式还可看出, 对于一定空间频率范围的消逝波, 金属中同时存在着发散球面波和会聚球面波, 这表明在满足很好的成像匹配条件时, 银板超透镜具有二次成像特性.

3 超透镜 SPPs 共振特性分析

3.1 银层超透镜厚度对 SPPs 共振的影响

由 (15) 式可看出, OTF 与银层厚度 d 及周围介质折射率密切相关, 本文分别选择波长 $\lambda = 441.6$ 和 365 nm 的两种入射光, 对超透镜 OTF 特性进行讨论. 在此入射波长条件下, 银层的介电常数分别为 $\varepsilon_m = -6.5 + 0.19i$ 和 $\varepsilon_m = -2.41 + 0.20i$. 设银层两侧的物方折射率 $n_1 = 1.57$, 像方折射率 $n_2 = 1.64$, 图 3 是在上述条件下得到的 OTF 振幅随银层厚度之间的变化关系, 图中横坐标单位 k_0 为入射光波在真空中的波矢.

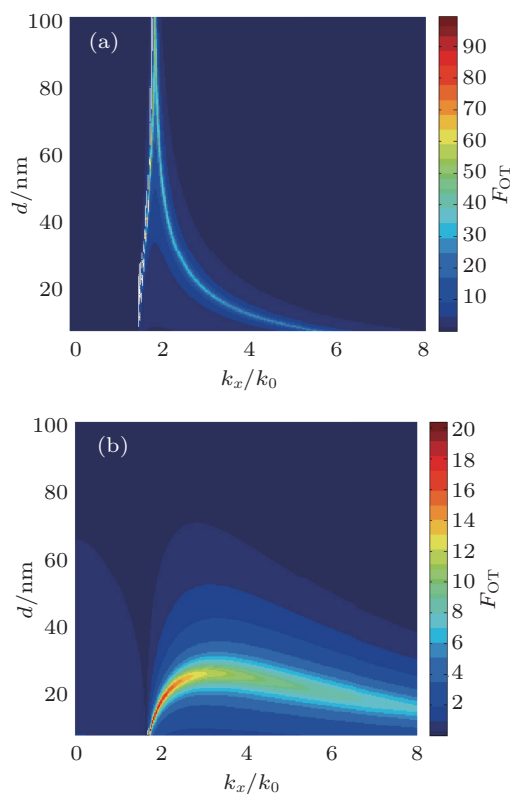


图 3 OTF 随银层厚度 d 的变化关系 (a) $\lambda = 441.6$ nm; (b) $\lambda = 365$ nm

从图 3 可以看出, 银层对于低频光波 (传输波) 只有衰减作用 ($F_{OT} < 1$), 而对于高空间频率的光

波(消逝波),存在增强效应.入射光波长为 441.6 nm 时,银层介电常数的绝对值 $|\epsilon_m|$ 远大于周围介质的介电常数,此时较易产生 SPPs 共振.从图 3(a)可知,当银层较薄时,OTF 存在两个峰值,这是由于银层较薄时,其上下两表面产生的 SPPs 相互耦合造成 SPPs 共振模态的分裂,两个峰值分别对应两个分裂的 SPPs 共振模态.银层越薄两个分裂峰相距越远,第二个峰的展宽也越大.银层厚度增加时,第一个峰值向右移,第二个峰值向左移,两分裂峰相互靠近,同时第二个峰值变强,峰的宽度被压缩,当银层达到一定的厚度 ($d > 80$ nm) 时,两个峰值重叠,致使第二个峰值消失(出现 SPPs 共振模态的简并),共振曲线回到银层为无限厚近似情况.当采用 365 nm 的入射光波时,银层的介电常数绝对值 $|\epsilon_m|$ ($\epsilon_m = -2.41 + 0.20i$) 与周围介质的介电常数相接近,此时双共振峰现象消失.随着厚度的增加,共振峰右移,同时峰值强度减小,峰的展宽变大.当银层厚度 $d > 80$ nm 时, SPPs 对消逝波的增强效应与固有损耗几乎相当,此时基本不出现共振峰.由于入射光波长为 365 nm 时,银层的介电常数实部的绝对值与通常的介质较为接近,如果按照半无限大模型来近似估算 SPPs 共振条件,其表达式为 $k_x = k_{sp} \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m(\omega)\epsilon_2}{\epsilon_m(\omega) + \epsilon_2}}$, 当 $\epsilon_2 \rightarrow |\epsilon_m|$ 时, $k_x = k_{sp} \rightarrow \infty$,这一共振条件实际上很难达到.但从图 3(b)可以看出,OTF 仍然存在共振峰,这主要是由于银层为有限厚度所引起的.

3.2 周围介质对 SPPs 共振的影响

固定银层厚度为 35 nm,由 (15) 式可看出,OTF 与银层厚度及周围介质折射率密切相关.图 4 给出了 OTF 峰值随银层两边介质折射率的变化关系,其中横坐标为物空间介质的折射率 n_1 ,纵坐标为像空间介质的折射率 n_2 ,不同颜色表示不同共振峰的强度值.由图 4 可以看出,共振峰强度较大的值分布在对角线附近,但略偏对角线以下,表明最大的 SPPs 增强效应应满足物空间的折射率与像空间的折射率相接近,但要略小于像空间的折射率.同时,较大的共振峰分布在折射率较小的区域,这表明,利用较小折射率介质能够获得更大的 SPPs 共振增强效应.注意到图 4(a) 和图 4(b) 的色坐标,使用 $\lambda = 441.6$ nm 的入射光波,其 SPPs 的增强效应远大于使用 $\lambda = 365$ nm 的入射光波.

综上所述,以往讨论的表面等离子体共振只对

应于银层 OTF 曲线中峰值处的一个特殊点,而且基本上都只利用了第一个峰值处的 SPPs 共振情况,很少涉及对第二个共振峰的研究、讨论和利用.利用 OTF 方法容易获得银层不同空间频率光波(包括消逝波)的透射信息,找到最佳的 SPPs 共振增强条件,这对近场光传输的理论计算和分析具有更为普遍的意义.

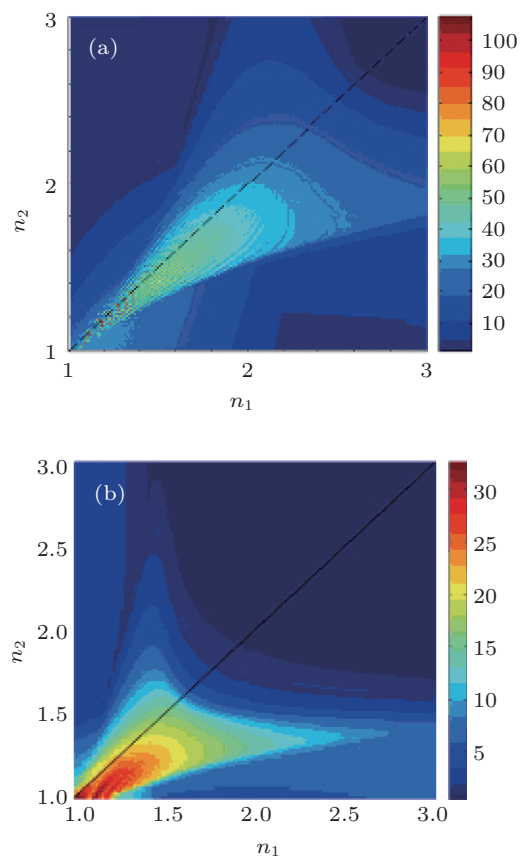


图 4 共振峰随银层两边介质折射率变化的分布图
(a) $\lambda = 441.6$ nm; (b) $\lambda = 365$ nm

4 银层超透镜成像分析

通过银层超透镜的 OTF 可以非常方便地了解银层对光波的透射特性,并可以由 OTF 的峰值来确定 SPPs 的共振增强效应. OTF 峰值对应 SPPs 的增强因子,峰值处的 k_x 为 SPPs 共振时的匹配波矢.银层超透镜的成像并不只对共振时的波矢分量进行成像,而是对尽可能多的空频成分进行成像,可以用像的总强度来表示成像效果^[22],即

$$\eta = \int_{\text{全波矢}} F_{\text{OT Ag}}^2 dk_x. \quad (16)$$

由于银层只是对一定空间频率范围内的消逝波才有增强放大作用,当 $F_{\text{OT}} < 1$ 时,银层超透镜对消逝

波的增强作用消失, 因此可把 $F_{OT} = 1$ 的空间频率定义为截止频率, 于是可以把 (16) 式写为有限的积

分区间. 图 5 是按照 (16) 式定义计算出来的银层对物体成像质量随两边介质的变化情况.

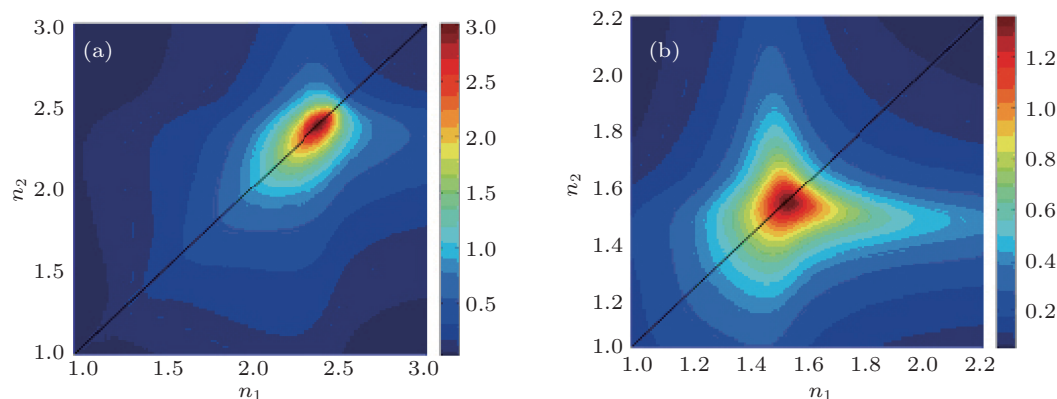


图 5 银层超透镜对物体的成像质量随两边介质折射率的变化 (a) $\lambda = 441.6 \text{ nm}$; (b) $\lambda = 365 \text{ nm}$

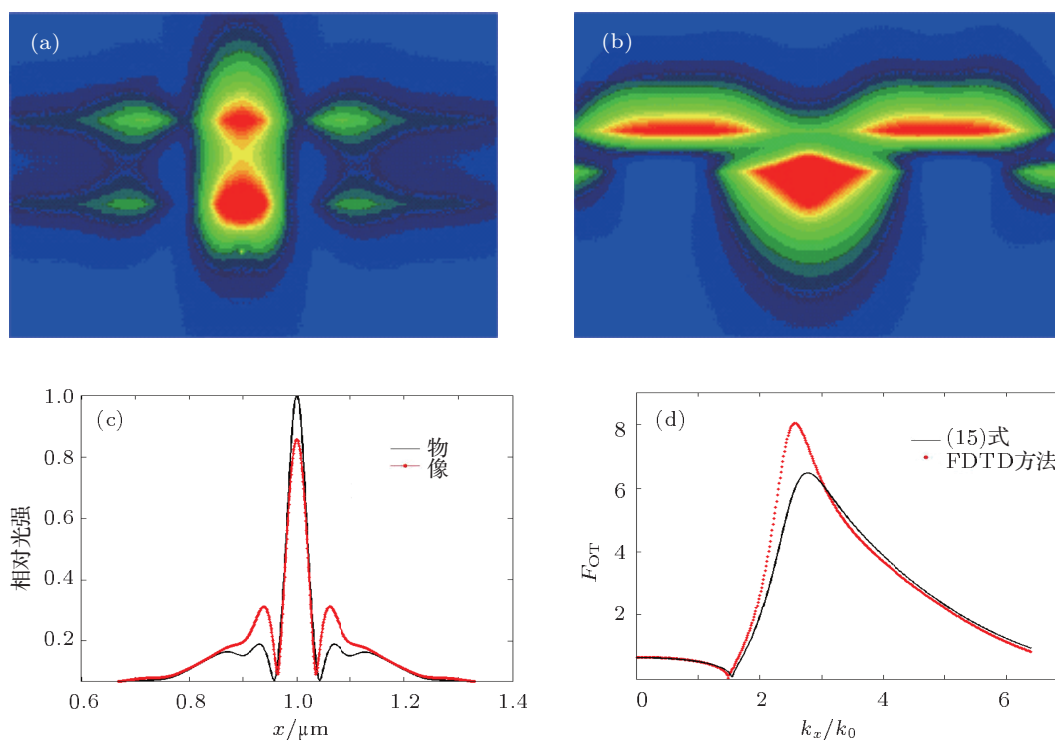


图 6 利用 FDTD 方法计算银层对点光源的成像和 SPPs 共振 ($\lambda = 365 \text{ nm}$, $d = 35 \text{ nm}$) (a) $n_1 = n_2 = 1.57$; (b) $n_1 = 1.0$, $n_2 = 1.1$; (c) 图 (a) 中物点和像点截面上的光强度分布; (d) OTF 曲线

由图 5 可以看出, 两边介质的介电常数与银层介电常数的绝对值 $|\epsilon_m|$ 越接近, 成像质量越好, 当 $\epsilon_1 = \epsilon_2 = |\epsilon_m|$ 时, 成像质量最佳, 这与已有的关于银层超分辨成像理论和实验结果相符合. 对比图 4 与图 5 容易发现, 使银层超透镜有最高的 SPPs 共振峰所对应的介质环境, 其成像的效果却不是最佳. 为说明 SPPs 共振与成像的不同, 本文利用时域有限差分 (FDTD) 进行了模拟, 得到如图 6 所

示的结果. 其中图 6(a) 是成像过程的 FDTD 模拟, 银层两边的折射率均为 1.57, 满足最佳成像匹配条件 $\epsilon_1 = \epsilon_2 = |\epsilon_m|$. 从模拟结果可以看出, 银层超透镜具有较好的成像质量, 有效光能利用率达到了 80% 以上. 图 6(b) 是 SPPs 共振过程的模拟, 银层两边的折射率分别为 $n_1 = 1.0$ 和 $n_2 = 1.1$, 此时满足激发 SPPs 共振介质匹配条件, 而远离超透镜成像的最佳介质匹配条件. 从图 6(b) 可以看出, 点光

源不能在银层的另一侧成像,但由于此时的介质环境接近激发最大 SPPs 共振增强的匹配条件,有非常明显的 SPPs 共振激发. 图 6(c) 是物和像的截面相对光强图,可以看出,当满足较好的成像介质匹配条件时,银层超透镜能对纳米物体进行较好的成像. 图 6(d) 两曲线分别是通过 FDTD 方法和 (15) 式计算得到的银层超透镜的 OTF 曲线,两种方法得到的 OTF 曲线基本一致,表明由 (15) 式给出的银层超透镜 OTF 是可靠的.

由以上讨论可知, SPPs 共振峰的匹配条件和银层超分辨成像匹配条件有所不同又相互联系在一起,有着各自的应用. 通过 OTF 可以更清晰地了解银层的 SPPs 共振增强效应和超分辨成像作用,很容易获得各自的最佳匹配条件,保证最佳的应用效果,这为基于银板 SPPs 共振的干涉光刻、超分辨成像及传感器的设计提供了非常有益的帮助.

5 结 论

本文利用 OTF 讨论了银层超透镜的 SPPs 共振和超分辨成像,得到如下结论: 当银层两边介质的介电常数基本相等,且小于银层介电常数的绝对值时,有较大的 SPPs 增强效应; 激发光源所在介质的折射率略小于出射光的介质折射率时, SPPs 具有更大的增强效应; 通过银层超分辨成像的评价函数得到银层超透镜成像质量最佳时的介质匹配条件,当满足介质匹配条件时, SPPs 共振效应增强效应不明显,但可以很好地成像,当远离成像介质匹配条件时,容易达到 SPPs 共振,但不能很好地成像. OTF 的分析方法可为基于金属薄层的 SPPs 传感器件、超分辨成像以及 SPPs 辅助增强干涉光刻提供快速参数优化方法.

- [1] Zhang H F, Cao D, Tao F, Yang X H, Wang Y, Yan X N, Bai L H 2010 *Chin. Phys. B* **19** 027301
- [2] Kuttge M, Vesseur E J R, Koenderink A F, Lezec H J, Atwater H A, García de Abajo F J, Polman A 2010 *Phys. Rev. B* **79** 113405
- [3] Melikyan A, Lindenmann N, Walheim S, Leufke P M, Ulrich S, Ye J, Vincze P, Hahn H, Schimmel T, Koos C, Freude W, Leuthold J 2011 *Opt. Express* **19** 8855
- [4] Ren X F, Liu A P, Zou C L, Wang L L, Cai Y J, Sun F W, Guo G C, Guo G P 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 201113
- [5] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [6] Yao J, Liu Z W, Liu Y M, Wang Y, Sun C, Bartal G, Stacy A M, Zhang X 2008 *Science* **321** 930
- [7] Zhao Q, Du B, Kang L, Zhao H J, Xie Q, Li B, Zhang X, Zhou J, Li L T, Meng Y G 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 051106
- [8] Wang J Q, Liang H M, Fang L, Li M, Niu X Y, Du J L 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4870
- [9] Wang J Q, Liang H M, Shi S, Du J L 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 084208
- [10] Guo X W, Du J L, Guo Y K, Yao J 2006 *Opt. Lett.* **31** 2613
- [11] Wang J Q, Liang H M, Niu X Y, Du J L, Ye S, Zhang Z Y 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 014308
- [12] Guo X W, Du J L, Luo X G, Du C L, Guo Y K 2007 *Microelectron. Eng.* **84** 1037
- [13] Fang L, Du J L, Guo X W, Wang J Q, Zhang Z Y, Luo X G, Du C L 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2499
- [14] Shen N H, Foteinopoulou S, Kafesaki M, Koschny T, Ozbay E, Economou E N, Soukoulis C M 2009 *Phys. Rev. B* **80** 115123
- [15] Fang N, Lee H, Sun C, Zhang X 2005 *Science* **308** 534
- [16] Liu Z W, Fang N, Yen T J, Zhang X 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 5184
- [17] Ramakrishna S A, Pendry J B 2003 *Phys. Rev. B* **67** 201101
- [18] Zhang Z Y, Du J L, Guo Y K, Niu X Y, Li M, Luo X G, Du C L 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 014211
- [19] Zhang Z Y, Du J L, Guo X W, Luo X G, Du C L 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 074301
- [20] Zhang X, Liu Z W 2008 *Nat. Mater.* **7** 435
- [21] Ambati M, Fang N, Sun C 2007 *Phys. Rev. B* **75** 195447
- [22] Shi S, Zhang Z Y, He M Y, Li X P, Yang J, Du J L 2010 *Opt. Express* **18** 10685

The study on optical transfer function of silver superlens*

Xiao Xiao^{1)†} Zhang Zhi-You²⁾ Xiao Zhi-Gang¹⁾ Xu De-Fu¹⁾ Deng Chi¹⁾

1) (College of Physics and Electronic Engineering, Leshan Normal University, Leshan 614004, China)

2) (Institute of Nanophotonics Technology, School of Physical Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

(Received 19 July 2011; revised manuscript received 27 September 2011)

Abstract

Silver superlens has a great influence on super-resolution lithography, imaging and the biosensing based on surface plasmon polaritons. In this paper, the surface plasmon resonance and the imaging of silver film are discussed in detail with optical transfer function of silver superlens. And the imaging process of silver superlens has also been simulated with the finite difference time domain. The simulation results are in agreement with those from the theoretical formulas, which fully proves the optical transfer function to be reliable. This may be an effective method of rapid parameter optimization for sensors, super-resolution imaging and enhance the interference lithography based on surface plasmon polaritons.

Keywords: optical transfer function, silver superlens, surface plasmon polaritons, finite difference time domain

PACS: 42.30. Lr, 73.20.Mf, 42.25.Bs

* Project supported by the Research Foundation of Education Bureau of Sichuan Province, China (Grant No. 11ZB133), the Scientific Research Foundation of Leshan Normal University, China (Grant No. Z1007), and the Science and Technology Foundation of Leshan Technology Bureau, China (Grant No. 10GZD022).

† E-mail: xiao.scu@sohu.com